

УДК 621.383.92

ВЛИЯНИЕ ПОСЛЕИМПУЛЬСНЫХ ЯВЛЕНИЙ НА КОЭФФИЦИЕНТ ШУМА ЛАВИННОГО ФОТОПРИЕМНИКА В РЕЖИМЕ СЧЕТА ФОТОНОВ

канд. физ.-мат. наук **О.К. БАРАНОВСКИЙ**, д-р техн. наук, проф. **А.О. ЗЕНЕВИЧ**, **О.Ю. ГОРБАДЕЙ**
(Высший государственный колледж связи, Минск)

Предложены выражения для определения коэффициента шума лавинного фотоприемника, работающего в режиме счета фотонов, с учетом образования послеимпульсов и проявления эффекта мертвого времени фотоприемника. Выполнены измерения коэффициента шума лавинного фотоприемника в зависимости от напряжения питания, температуры окружающей среды, мощности регистрируемого оптического излучения.

Введение. Для регистрации стационарных оптических потоков с мощностью, меньшей либо равной 10^{-12} Вт, широко используются счетчики фотонов на основе лавинных фотоприемников (ЛФП) [1, 2]. Регистрируемое оптическое излучение поступает на вход счетчика фотонов совместно с фоновым излучением. Для любого оптического излучения наблюдаются флуктуации мощности [3], поэтому оптическое излучение регистрируется в присутствии собственных шумов и шумов, создаваемых фоновым излучением. Фотоприемник счетчика фотонов, вследствие происходящих в нем физических процессов, вносит дополнительные шумы [1, 2]. Это приводит к тому, что отношение сигнал/шум на выходе счетчика фотонов уменьшается по сравнению с его значением на входе. Чтобы определить во сколько раз происходит понижение отношения сигнал/шум, используется параметр – коэффициент шума F [4].

Величина отношения сигнал/шум на выходе счетчика фотонов зависит от таких характеристик фотоприемника, как квантовая эффективность регистрации, скорость счета темновых импульсов, вероятность образования послеимпульсов, длительность мертвого времени. При изменении напряжения питания, температуры окружающей среды, мощности регистрируемого оптического излучения указанные характеристики фотоприемника могут изменяться, что должно оказывать влияние на результирующее значение коэффициента шума. Однако до настоящего времени в литературе отсутствовали сведения о подобных исследованиях, в связи с этим целью данной работы является установление теоретических и экспериментальных зависимостей F ЛФП от указанных характеристик.

Модель лавинного фотоприемника. Предположим, что на вход ЛФП, работающего в режиме счета фотонов, поступает стационарный оптический поток, формируемый фотонами сигнального оптического излучения с постоянной мощностью и фонового излучения. Под оптическим информационным сигналом будем понимать постоянную составляющую сигнального оптического излучения, а его шум – определять флуктуациями числа фотонов сигнального оптического излучения и фонового излучения. Вероятность образования послеимпульсов для импульсов, образованных в ЛФП как сигнальным оптическим излучением, так и фоновым излучением, одинакова. Квантовая эффективность регистрации ЛФП зависит от скорости счета смеси фоновых, темновых и сигнальных импульсов из-за проявления эффекта мертвого времени.

С учетом предположений можно записать отношение сигнал/шум ρ_0 для поступающего на фотоприемник оптического информационного сигнала:

$$\rho_0 = \frac{\langle N_\phi \rangle^2}{D_\phi + D_{ш}},$$

где $\langle N_\phi \rangle$ – среднее число фотонов, образованных сигнальным оптическим излучением, попавших на фотоприемник за время измерения t ; D_ϕ и $D_{ш}$ – дисперсия числа фотонов, образованных сигнальным оптическим излучением, N_ϕ и числа фотонов фонового излучения $N_{ш}$ соответственно.

С учетом дисперсионной теоремы Бурже [5] на выходе фотоприемника с квантовой эффективностью регистрации η , вероятностью образования послеимпульсов Z и средним числом темновых импульсов $\langle N_m \rangle$, зарегистрированных за время измерения t , отношение сигнал/шум ρ_1 можно записать в виде [1]

$$\rho_1 = \frac{\eta^2 \langle N_\phi \rangle^2}{\frac{Z\eta + \eta(1-\eta)}{(1-Z)^2} \langle N_\phi \rangle + \frac{\eta^2}{(1-Z)^2} D_\phi + \frac{Z\eta + \eta(1-\eta)}{(1-Z)^2} \langle N_{ш} \rangle + \frac{\eta^2}{(1-Z)^2} D_{ш} + D_m},$$

где D_m – дисперсия числа темновых импульсов N_m ; $\langle N_{ш} \rangle$ – среднее число фотонов фонового излучения.

Соответственно, коэффициент шума ЛФП

$$F = \frac{\rho_0}{\rho_1} = \frac{\frac{Z\eta + \eta(1-\eta)}{(1-Z)^2} (\langle N_\phi \rangle + \langle N_u \rangle) + \frac{\eta^2}{(1-Z)^2} (D_\phi + D_u) + D_m}{\eta^2 (D_\phi + D_u)}. \quad (1)$$

Для ЛФП, работающего в режиме счета фотонов, наблюдается промежуток времени после формирования темнового или сигнального импульса, в течение которого он нечувствителен к падающему на него оптическому излучению. Этот промежуток времени называется мертвым временем. Фотон излучения, поступающий на ЛФП в течение мертвого времени, не будет зарегистрирован, поэтому необходимо учитывать влияние мертвого времени на коэффициент шума. Для этого введем вероятность регистрации импульса P . Величина P зависит от типа мертвого времени. Вероятность регистрации импульса для постоянного типа ЛФП в течение мертвого времени, согласно [1], имеет вид

$$P = \frac{1}{1 + (n_c + n_u + n_m) \tau_m}, \quad (2)$$

где n_c, n_u, n_m – скорости счета сигнальных, фоновых и темновых импульсов; τ_m – длительность мертвого времени.

Для протекшего мертвого времени, согласно [1], P примет вид

$$P = \exp(-(n_c + n_u + n_m) \tau_m). \quad (3)$$

Тогда выражение (1) можно записать следующим образом:

$$F = \frac{\rho_0}{\rho_1} = \frac{\frac{Z\eta P + \eta P(1-\eta P)}{(1-Z)^2} (\langle N_\phi \rangle + \langle N_u \rangle) + \frac{\eta^2 P^2}{(1-Z)^2} (D_\phi + D_u) + D_m}{\eta^2 P^2 (D_\phi + D_u)}. \quad (4)$$

Рассмотрим случай, когда статистика фотонов регистрируемого и фоновое излучения определяется распределением Пуассона. В этом случае формулу (4) можно записать в виде

$$F = \frac{\rho_0}{\rho_1} = \frac{(1+Z)\eta P (\langle N_\phi \rangle + \langle N_u \rangle) + D_m}{\eta^2 P^2 (\langle N_\phi \rangle + \langle N_u \rangle) (1-Z)^2}. \quad (5)$$

При охлаждении лавинных фотоприемников до температуры жидкого азота число темновых импульсов, зарегистрированных за время измерения t , можно пренебречь [2]. Тогда выражение (5) будет иметь вид

$$F = \frac{\rho_0}{\rho_1} = \frac{(1+Z)}{\eta P (1-Z)^2}. \quad (6)$$

В случае, когда $\langle N_\phi \rangle \gg \langle N_u \rangle$, фоновым излучением можно пренебречь, коэффициент шума ЛФП определяется выражением

$$F = \frac{\rho_0}{\rho_1} = \frac{(1+Z)\eta P \langle N_\phi \rangle + D_m}{\eta^2 P^2 \langle N_\phi \rangle (1-Z)^2}. \quad (7)$$

В формуле (7) перейдем от $\langle N_\phi \rangle$ к $\langle N_c \rangle$, где $\langle N_c \rangle$ – среднее число импульсов на выходе ЛФП, зарегистрированных за время t , образованных фотонами регистрируемого оптического излучения. Для этого перехода воспользуемся работой [1], согласно которой $\langle N_\phi \rangle = \langle N_c \rangle (1-Z)\eta^{-1}$. Тогда (6) перепишем в следующем виде:

$$F = \frac{\rho_0}{\rho_1} = \frac{1}{\eta P^2 (1-Z)^3} \left((1-Z^2) P + \frac{D_m}{\langle N_c \rangle} \right). \quad (8)$$

При $\langle N_c \rangle \gg D_m$ значение коэффициента шума, определяемого по формуле (8), приближается к величине F , полученной на основании выражения (6).

Описание установки и методика эксперимента. Блок-схема экспериментальной установки приведена на рисунке 1. Объектом исследования являются кремниевые лавинные фотодиоды ФД-115Л, применяемые в счетчиках фотонов в качестве ЛФП.

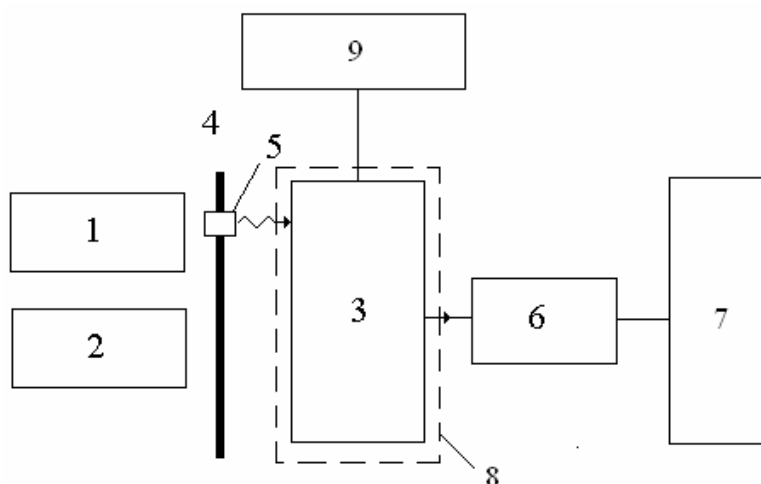


Рисунок 1 – Блок-схема установки для измерения коэффициента шума:

1 – источник излучения с пуассоновской статистикой фотонов; 2 – источник излучения с непуассоновской статистикой фотонов; 3 – лавинный фотоприемник; 4 – шторка;

5 – отверстие с ирисовой диафрагмой; 6 – счетчик импульсов; 7 – компьютер;

8 – холодильная камера; 9 – блок управления режимами работы лавинного фотоприемника

Установка состоит из двух источников излучения 1 и 2, укрепленных на оптической скамье и находящихся в светонепроницаемом кожухе напротив ЛФП 3. Между источниками 1 и 2 и ЛФП 3 находится шторка 4 с отверстием 5, обеспечивающая возможность поочередного открывания источников 1 и 2, а также перекрывания излучения от обоих источников. К выходу ЛФП 3 подключен счетчик импульсов 6, выход которого соединен с компьютером 7.

Лавинный фотоприемник работает в режиме счета фотонов. Для реализации режима счета фотонов используют две схемы включения ЛФП: схема пассивного гашения и схема активного гашения лавинного пробоя [1]. При включении по схеме пассивного гашения лавинного пробоя ЛФП имеет мертвое время продлевающегося типа длительностью 1 мкс. При включении по схеме активного гашения лавинного пробоя ЛФП имеет мертвое время постоянного типа длительностью 0,5 мкс.

При проведении измерений средние числа фотонов, падающих на ЛФП от источников 1 и 2, подбираются одинаковыми. Источник 1 характеризуется пуассоновской статистикой фотонов, источник 2 – статистикой фотонов, для которой дисперсия фотонов больше пуассоновской в $k > 1$ раз (непуассоновская статистика). Перед началом измерений в память компьютера 7 заносят данные о значении k .

Вначале проводится измерение дисперсии темновых импульсов, при этом оптическое излучение от источников 1 и 2 перекрывается ирисовой диафрагмой, встроенной в отверстие 5. Далее начинают измерения числа темновых импульсов с выхода ЛФП счетчиком 6. С помощью компьютера выполняют их усреднение, параллельно вычисляют средний квадрат числа темновых импульсов $\langle N_m^2 \rangle$, затем – дисперсию числа отсчетов темновых импульсов по формуле

$$D_m = \langle N_m^2 \rangle - \langle N_m \rangle^2.$$

Через отверстие 5 на ЛФП подают излучение от пуассоновского источника фотонов 1, интенсивность которого регулируют ирисовой диафрагмой. В этом положении начинают измерения числа импульсов с выхода ЛФП 3 счетчиком 6. С помощью компьютера производят их усреднение, параллельно вычисляют средний квадрат числа отсчетов $\langle N^2 \rangle$ и квадрат среднего $\langle N \rangle^2$, после этого рассчитывают дисперсию числа отсчетов $D = \langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2$ и скорость счета импульсов $n = \langle N \rangle / t$.

Затем определяют среднее число сигнальных импульсов как разность $\langle N_c \rangle = \langle N \rangle - \langle N_m \rangle$ и дисперсию сигнальных импульсов как разность $D_c = D - D_m$.

Вероятность образования послеимпульсов вычисляется согласно [1]:

$$Z = \frac{D_c - \langle N_c \rangle}{D_c + \langle N_c \rangle}.$$

Затем отверстие 5 перемещают таким образом, чтобы на ЛФП 3 поступало излучение от источника 2. После этого измеряют число импульсов с выхода ЛФП 3 с использованием счетчика 6, с помощью компьютера производят их усреднение. Параллельно вычисляют среднее значение квадрата числа отсчетов $\langle NI^2 \rangle$ и квадрат среднего $\langle NI \rangle^2$, затем – дисперсию числа отсчетов

$$DI = \langle NI \rangle^2 - \langle NI^2 \rangle.$$

Среднее число сигнальных импульсов определяют как разность $\langle NI_c \rangle = \langle NI \rangle - \langle N_t \rangle$, а дисперсию – как разность $DI_c = DI - D_m$.

Квантовую эффективность регистрации ЛФП рассчитывают согласно [1]:

$$\eta = \frac{(1-Z) \frac{DI_c}{\langle N_c \rangle} - 1 - Z}{k - 1}.$$

Определение типа и длительности мертвого времени τ_m осуществляют на основании способа, описанного в работе [1]. По формулам (2) и (3) определяют вероятность регистрации для мертвого времени постоянного и продлевающегося типа соответственно. При этом считают, что $n = n_c + n_{ш} + n_t$.

На основании рассчитанных квантовой эффективности регистрации η , вероятностей образования послеимпульсов Z и регистрации импульса P , дисперсии числа темновых импульсов D_t и среднего числа сигнальных импульсов от пуассоновского источника фотонов $\langle N_c \rangle$ по формуле (8) определяют значение коэффициента шума F .

При проведении измерений варьировалось перенапряжение ЛФП $\Delta U = U_n - U_{пр}$ (U_n – напряжение обратного смещения ЛФП, $U_{пр}$ – напряжение пробоя ЛФП), рабочая температура ЛФП, мощность и длина волны оптического излучения. Для оценки зависимостей использовали ΔU , поскольку исследуемые ЛФП имеют различное напряжение пробоя при различных температурах. В процессе измерений мощность фонового излучения была минимизирована до уровня, при котором ею можно пренебречь. Измерения зависимостей коэффициента шума от перенапряжения, мощности оптического излучения, характеристик ЛФД выполнены для источника излучения с пуассоновской статистикой фотонов. Время измерения составляло $t = 1$ с, при этом относительная погрешность измерения не превышала 5%.

Экспериментальные результаты и их обсуждение. Измеренные зависимости коэффициента шума ЛФП от перенапряжения ΔU приведены на рисунке 2. При этом получено, что понижение температуры приводит к увеличению вероятности образования послеимпульсов. Так, при температуре $T = 300$ К максимальное значение вероятности $Z = 0,09$, а при $T = 233$ К максимальное значение вероятности $Z = 0,17$. Измерения вероятности образования послеимпульсов были выполнены для длины волны оптического излучения $\lambda = 680$ нм и мощности $0,8 \cdot 10^{-12}$ Вт. Квантовая эффективность регистрации увеличивалась от 0,001 до 0,06 с ростом ΔU при $T = 300$ К и от 0,076 до 0,11 при $T = 233$ К. Кроме того, увеличивалась дисперсия темновых импульсов от $3 \cdot 10^5$ до 10^6 с ростом перенапряжения при $T = 300$ К и от 10^4 до $4 \cdot 10^5$ при $T = 233$ К.

Как видно из рисунка 2, коэффициент шума возрастает с увеличением перенапряжения при температуре $T = 233$ К.

Это связано с тем, что в измеряемом диапазоне перенапряжений при температуре $T = 233$ К происходил рост вероятности образования послеимпульсов от 0,13 до 0,18 и дисперсии темновых импульсов. Именно эти факторы играют определяющую роль в увеличении коэффициента шума с ростом ΔU для мертвого времени как постоянного, так и продлевающегося типа.

При температуре $T = 300$ К происходило уменьшение коэффициента шума в диапазоне перенапряжений от 0,1 до 0,2 В (см. рис. 2). Это вызвано как уменьшением вероятности образования послеимпульсов, так и увеличением квантовой эффективности регистрации. Уменьшение вероятности регистрации импульсов начинает проявляться при $\Delta U > 0,2$ В, что приводило к незначительному увеличению коэффициента шума по сравнению со значениями в диапазоне перенапряжений от 0,1 до 0,2 В (см. рис. 2).

Изменение типа мертвого времени с продлевающегося на постоянное с уменьшением длительности приводит к повышению вероятности регистрации импульсов и, как следствие, к уменьшению коэф-

фициента шума (см. рис. 2). Необходимо отметить, что учет вероятности образования послеимпульсов существенно влияет на рассчитываемое значение F . Так, относительная погрешность определения F без учета вероятности образования послеимпульсов по сравнению с её учетом составляла 32% при температуре $T = 233$ К и $\Delta U = 0,1$ В, а при температуре $T = 300$ К и $\Delta U = 0,1$ В – 23% для мертвого времени постоянного типа.

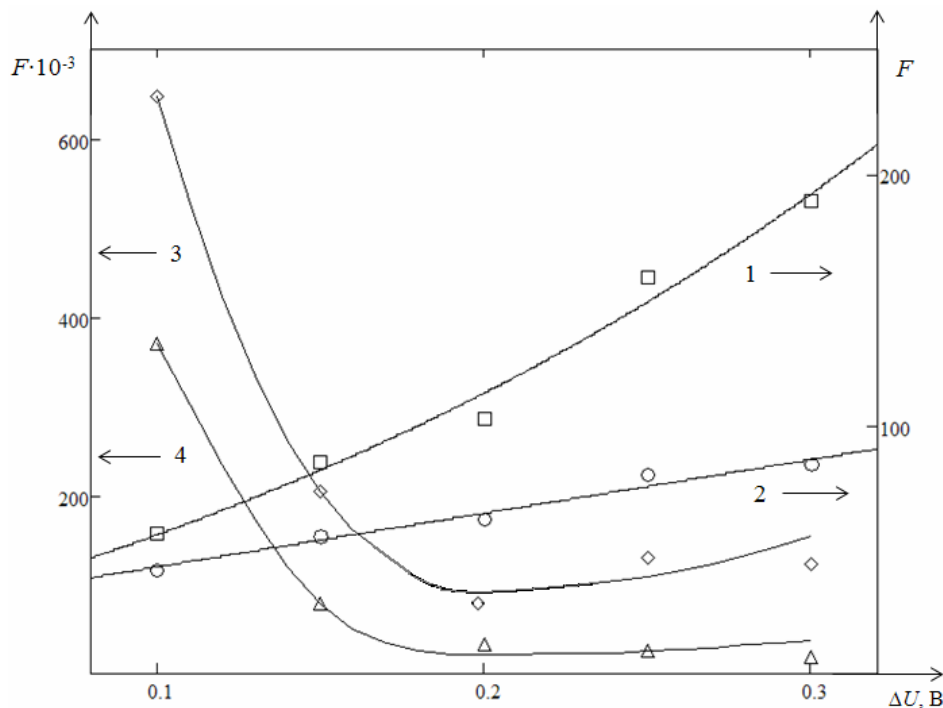


Рисунок 2 – Зависимость коэффициента шума от величины перенапряжения лавинного фотоприемника:
 1 – для мертвого времени продлевающегося типа при температуре $T = 233$ К;
 2 – для мертвого времени постоянного типа при температуре $T = 233$ К;
 3 – для мертвого времени продлевающегося типа при температуре $T = 300$ К;
 4 – для мертвого времени постоянного типа при температуре $T = 300$ К

Понижение температуры приводит к значительному уменьшению коэффициента шума для мертвого времени продлевающегося типа ($\Delta U = 0,2$ В):

- $F = 2,6 \cdot 10^4$ при температуре $T = 300$ К;
- $F = 71$ при $T = 233$ К.

Это связано с тем, что при уменьшении температуры увеличивается квантовая эффективность регистрации, понижается скорость счета темновых импульсов. Отмечено, что уменьшение скорости счета темновых импульсов приводило к уменьшению дисперсии темновых импульсов и увеличению вероятности регистрации импульса.

Исследованы зависимости коэффициента шума от мощности оптического излучения при $\Delta U = 0,2$ В и двух температурах 233 и 300 К. Измерения коэффициента шума проведены для мощностей оптического излучения от $1,5 \cdot 10^{-15}$ Вт и выше для длины волны $\lambda = 680$ нм.

Вероятность образования послеимпульсов:

- $Z = 0,06$ при $T = 300$ К;
- $Z = 0,16$ при $T = 233$ К.

Квантовая эффективность регистрации:

- $\eta = 0,005$ при $T = 300$ К;
- $\eta = 0,09$ при $T = 233$ К.

Дисперсия темновых импульсов D_m составляла $9 \cdot 10^5$ и $3 \cdot 10^5$ при температурах 300 и 233 К соответственно.

Зависимости коэффициента шума от мощности оптического излучения для исследуемых температур имели схожий вид, поэтому на рисунке 3 представлены зависимости при $T = 233$ К. С увеличением мощности оптического излучения наблюдалось сначала уменьшение, а затем увеличение коэффициента шума. С увеличением мощности оптического излучения от $1,5 \cdot 10^{-15}$ до $4,0 \cdot 10^{-13}$ Вт скорость счета сиг-

нальных импульсов изменяется от $4,5 \cdot 10^2$ до $1,2 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$ при температуре $T = 233 \text{ К}$. В этом интервале мощностей вероятность регистрации импульсов изменяется от 0,96 до 0,70 для мертвого времени продлевающегося типа, для постоянного типа – от 0,99 до 0,84. При этом уменьшение вероятности P в таком диапазоне мощности оптического излучения незначительно влияет на результирующее значение F . Увеличение скорости счета сигнальных импульсов в этом случае, согласно (8), приводит к уменьшению коэффициента шума. При увеличении мощности оптического излучения от $4,0 \cdot 10^{-13}$ до $1,0 \cdot 10^{-12} \text{ Вт}$ вероятность регистрации импульсов уменьшается от 0,70 до 0,44 для мертвого времени продлевающегося типа и от 0,84 до 0,71 для постоянного типа, что связано с проявлением эффекта мертвого времени. Величина среднего интервала между импульсами (обратная величина скорости счета сигнальных импульсов) приближается к значениям величины мертвого времени. В связи с этим замедляется рост скорости счета сигнальных импульсов. В результате коэффициент шума увеличивается. Наиболее существенно это проявляется для мертвого времени продлевающегося типа.

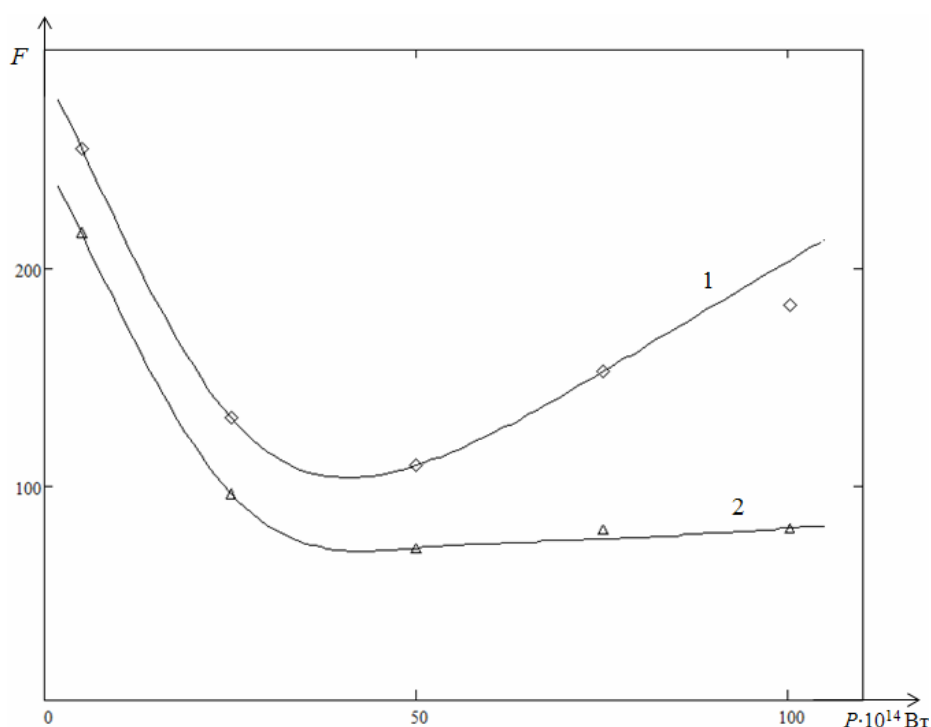


Рисунок 3 – Зависимость коэффициента шума лавинного фотоприемника от мощности регистрируемого оптического излучения температуре $T = 233 \text{ К}$:

1 – для мертвого времени продлевающегося типа; 2 – для мертвого времени постоянного типа

В таблице представлены значения коэффициента шума, полученные для трех длин волн оптического излучения при двух температурах 233 и 300 К и мертвом времени продлевающегося типа. Увеличение длины волны приводит к росту квантовой эффективности регистрации, увеличению вероятности образования послеимпульсов и уменьшению коэффициента шума. Из полученных результатов следует, что изменение коэффициента шума в большей степени обусловлено изменением квантовой эффективности регистрации ЛФП, чем изменением вероятности образования послеимпульсов.

Таблица – Характеристики лавинного фотоприемника

Перенапряжение, В	Мощность оптического излучения, Вт	Длительность мертвого времени, мкс	Длина волны, мкм	Температура, К	Квантовая эффективность	Вероятность образования после импульсов	Дисперсия темновых импульсов	Коэффициент шума
0,2	$0,8 \cdot 10^{-12}$	1	0,53	233	0,10	0,11	$3 \cdot 10^5$	79
				300	0,005	0,01	$9 \cdot 10^5$	107998
			0,68	233	0,12	0,16	$3 \cdot 10^5$	71
				300	0,010	0,06	$9 \cdot 10^5$	25601
			0,93	233	0,16	0,21	$3 \cdot 10^5$	68
				300	0,015	0,11	$9 \cdot 10^5$	10503

Закключение. Получены выражения для определения коэффициента шума ЛФП, используемых в счетчиках фотонов, с учетом вероятности образования послеимпульсов и вероятности регистрации импульса, определяемой влиянием мертвого времени ЛФП различного типа в зависимости от схемы гашения лавины ЛФП. Для случая пуассоновского потока фотонов сигнального и фонового излучений учтены зависимости дисперсии темновых импульсов и скорости счета сигнальных импульсов.

Определено, что изменение коэффициента шума в большей степени обусловлено изменением квантовой эффективности регистрации ЛФП, чем изменением вероятности образования послеимпульсов.

Работа выполнена при поддержке Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований (договор № Т14М-130).

ЛИТЕРАТУРА

1. Гулаков, И.Р. Фотоприемники квантовых систем / И.Р. Гулаков, А.О. Зеневич. – Минск : УО ВГКС, 2012. – 276 с.
2. Ветохин, С.С. Одноэлектронные фотоприемники / С.С. Ветохин [и др.]. – М. : Энергоатомиздат, 1986. – 160 с.
3. Ахманов, С.А. Введение в статистическую радиофизику и оптику / С.А. Ахманов, Ю.Е. Дьяков, А.С. Чиркин. – М. : Наука, 1981. – 640 с.
4. Робинсон, Ф.Н.Х. Шумы и флуктуации в электронных схемах и цепях. / Ф.Н.Х. Робинсон. – М. : Атомиздат, 1980. – 254 с.
5. Перина, Я. Квантовая статистика линейных и нелинейных оптических явлений / Я. Перина. – М. : Мир, 1987. – 368 с.

Поступила 26.06.2015

THE EFFECT OF AFTERPULSES PHENOMENA ON NOISE FACTOR OF AVALANCHE PHOTODETECTOR OPERATING IN PHOTON COUNTING MODE

A. BARANOUSKI, A. ZENEVICH, O. GORBADEY

The expressions for determination of the noise factor for avalanche photodetector operating in photon counting mode are proposed. This expressions include the effect of afterpulses and dead time of photodetector. The silicon avalanche photodetectors noise factor depending on the supply voltage, ambient temperature, the power of registered optical radiation are measured.